

공생별에서 라만 산란선의 형성 RAMAN SPECTROSCOPY IN SYMBIOTIC STARS

이회원

연세대학교 천문우주학과

HEE-WON LEE

Department of Astronomy, Yonsei University: hwlee@galaxy.yonsei.ac.kr

Received Jul. 5, 2000; Accepted Aug. 4, 2000

ABSTRACT

Symbiotic stars are known as binary systems of a giant with heavy mass loss and a white dwarf accompanied by an emission nebula. They often show bipolar nebulae, and are believed to form an accretion disk around the white dwarf component by attracting the slow but heavy stellar wind around the giant companion. However, the existence and physical properties of the accretion disk in these systems still remain controversial. Unique to the spectra of symbiotic stars is the existence of the symbiotic bands around 6830 Å and 7088 Å, which have been identified by Schmid (1989) as the Raman scattered features of the O VI 1032 Å and 1038 Å doublet by atomic hydrogen. Due to the incoherency of the Raman scattering, these features have very broad profiles and they are also strongly polarized. In the accretion disk emission model, it is expected that the Raman features are polarized perpendicular to the binary axis and show multiple peak structures in the profile, because the neutral scatterers located near the giant component views the accretion disk in the edge-on direction. Assuming the presence of scattering regions outflowing in the polar directions, we may explain the additional red wing or red peak structure, which is polarized parallel to the binary axis. We argue that in the accretion disk emission model it is predicted that the profile of the Raman feature around 6830 Å is different from the profile of the 7088 Å because the O VI line optical depth varies locally around the white dwarf component. We conclude that the Raman scattered features are an important tool to investigate the physical conditions and geometrical configuration of the accretion disk in a symbiotic star.

Keywords: scattering — profile — polarization — symbiotic stars — accretion disk — cataclysmic variables

1. 서론

공생별은 스펙트럼에 뜨거운 왜성과 TiO를 비롯한 분자 흡수선을 동반하는 거성 성분 그리고 다양한 이온화를 보이는 풍부한 방출선들이 나타나는 천체로 흔히 정의되며, 적색 거성 또는 접근 거성열 단계에 있는 거성과 방출선 성운을 거느리는 뜨거운 왜성의 쌍성계로 추정되고 있다(Kenyon 1986). 이러한 공생별은 우리 은하에서 150개 정도 알려져 있으며 마젤란 성운에도 몇 개의 공생별이 발견되었다.

공생별에서 거성 성분은 주로 K 또는 M형의 스펙트럼을 보이고 왜성의 성분은 온도가 $T \sim 10^5\text{K}$ 로 추정된다. 최근의 HUT 관측에서 검출된 강한 O VI $\lambda 1032$ 방출선과 (Espey et al. 1995, Birriel, Espey & Schulte-Ladbeck, 1998), 이전의 IUE 관측에서 잘 알려진 C IV $\lambda 1550$ 이중

선이 뚜렷하게 나타나는 데에서 알 수 있듯이 공생별의 방출선 지역은 매우 높은 이온화 단계를 보여 주고 있다. 또한, C III] $\lambda 1909$ 를 비롯한 반금지선이 종종 발견되는 데, C III] $\lambda 1909$ 의 임계 밀도가 약 10^9cm^{-3} 임을 고려하면, 방출선을 만드는 지역의 전자 밀도가 $n \sim 10^{6-9}\text{cm}^{-3}$ 에 이를 것으로 추정할 수 있다. 이것은 공생별이 상대적으로 비슷한 진화 단계에 있는 행성상 성운에 비하여 높은 이온화 단계와 고밀도의 방출선 지역을 가지고 있음을 의미한다.

또한 공생별은 적외선 파장대에서 뚜렷한 초과를 보이는 D형 공생별과 그렇지 않은 S형 공생별로 나누고 있다. D형 공생별에서 나오는 적외선은 공생별 주위에 있는 먼지가 왜성 성분에서 나오는 자외선을 받아 적외선 영역에서

재방출하는 과정에서 생기는 것으로 추정되며, 특히 D형 공생별의 거성은 Mira형 변광성인 경우가 많다.

거성은 느린 항성풍을 내면서 주변에 물질을 흩어 버리며, 공생별에서는 이들 물질이 왜성 주변의 빠른 항성풍과 충돌하거나 혹은 왜성의 중력에 끌려 부착 원반을 형성할 것으로 추정된다(e.g. Girard & Willson 1987). 왜성 주변에 부착 원반이 만들어지는 지 여부와 부착 원반의 물리적 성질에 대한 문제는 현재 중요한 쟁점이다. 거성의 표면에서 탈출 속도가 $v_{esc}^G \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ 정도이며, 거성 주변의 항성풍도 이 속도에 견줄 정도이며 질량 손실률이 $10^{-5} - 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 로 추정된다.

최근의 Mastrodemos & Morris (1998)는 거성과 왜성이 이루는 쌍성계에서 거성이 질량 손실 과정을 겪으면서 왜성 주변에 부착 원반이 형성되는 과정을 SPH 수치 계산을 통하여 보여 주었다. 그들의 계산에 의하면, 부착 원반의 형성은 매우 넓은 범위의 매개 변수 공간에서 비교적 안정하게 이루어진다. 그러나, 이들은 부착 원반의 자세한 물리적 성질에 대해서 논의하지 않았으며, 이러한 정보를 얻기 위해서 더 높은 정밀도의 수치 계산과 연구가 필요할 것이다. 또한, 공생별에 부착 원반이 존재한다는 가정 아래에서 방출선 모양의 형성 과정에 대한 연구가 일부 이루어져 있다 (e.g. Robinson et al. 1994).

한편, 일부 공생별은 X-ray를 방출하고, UV 방출선은 P-Cygni 형의 선 모양을 갖는다. 이로부터 수 천 km s^{-1} 에 이르는 빠른 항성풍이 존재한다는 사실이 알려져 있다. 이러한 사실을 바탕으로 거성 주변의 느린 항성풍과 왜성 주변의 빠른 항성풍이 충돌하여 X-ray 방출선 지역을 만든다는 이론이 제기되었다. 현재까지, 부착 원반의 형성과 항성풍의 충돌이 서로 독립적인 현상인지 혹은 공생별의 특별한 진화 단계를 표현하는 것인지에 대한 의문은 미해결 상태이며, 관측과 이론의 모든 측면에서 매우 중요한 문제이다.

또한, 공생별에 관련하여 매우 흥미로운 문제는 성운의 다양한 형태이다. 성운의 모습이 알려진 일부 공생별은 성운이 나비가 날개를 펼친 듯한 매우 화려한 모양이다. 이러한 나비형 성운은 Hubble 우주 망원경이 관측에 쓰이면서 많이 알려졌으며 전체 행성상 성운의 약 10퍼센트를 차지하고 있는 것으로 알려져 있다(Corradi & Schwarz 1995). 중심별의 질량이 크고, 이온화 단계가 높은 특징을 보이는 이들 나비형 행성상 성운은 행성상 성운의 대부분을 차지하는 타원형 행성상 성운에 비하여 공생별과 유사한 분광학적 특징을 보여 준다. 이러한 점은 나비형 성운의 형성 과정과 중심별이 쌍성을 이루는 것과 밀접한 관련을 맺을 것이라는 주장에 큰 힘을 실어주고 있다(Soker 1998).

부착 원반의 형성이 흔히 제트의 형성을 동반하므로, 나비형 성운의 형성 과정에 관련하여 공생별의 질량 손실 및 부착 원반의 형성 과정에 대한 자세한 연구가 매우 의미 있다. Lee & Park (1999)는 공생별에서만 나타나는 매우 특

이한 분광선인 6830 Å 과 7088 Å 두 방출선이 이러한 연구에 매우 유용할 것임을 제안하였다. 이들 방출선은 O VI 1032, 1038 이중선이 수소 원자에 입사하여 바닥 상태의 수소가 2s 상태로 되가라 앉으면서 재방출되어 나타나는 라만 산란선으로 Schmid (1989)가 처음으로 라만 산란 과정을 밝혔다. 라만 산란선은 왜성 주변에서 방출된 O VI 광자가 거성 주변에 풍부하게 존재하는 중성 수소에 산란되어 형성되고, 이 과정에서 강한 편광을 얻게 되므로, 거성과 왜성 사이의 운동학과 광이온화에 관련된 많은 중요한 정보가 산란선 안에 담겨 있다. 관측적으로 공생별의 라만 산란선은 선 모양과 편광에 매우 복잡한 구조를 띠고 있음이 알려졌지만, 이들에 대한 기초적인 원자 물리학적 연구와 부착 원반 형성에 기초한 이론적 해석은 현재 시작 단계에 머무르고 있다. 여기에서는 이러한 견해에 바탕을 두고 공생별의 라만 산란선에 대한 연구를 소개하기로 한다.

2. 라만 산란의 원자물리학

2.1. 산란 단면적

라만 산란에 있어서 가장 중요한 물리량은 산란 단면적이다. 공생별에서 나타나는 6830, 7088 선은 O VI 방출선에 의하여 바닥 상태(1s) 수소 원자가 중간 상태 I로 들뜬 다음 2s 상태로 되가라앉을 때에 방출되며, 1s 바닥 상태로 가라앉았을 경우가 레일리 산란이며 입사한 광자와 같은 주파수의 O VI 광자가 나온다. 따라서, 주어진 입사파의 파장에 따라, 라만 산란과 레일리 산란의 산란 단면적을 각각 정확히 구하는 것이 우선되어야 한다.

수소 원자에 의한 레일리 산란과 라만 산란 모두 산란 단면적은, 시간에 의존하는 2차 섭동 이론(2nd order time dependent perturbation theory)로 구할 수 있다. 파벳터(\mathbf{k}_i)와 편광 벡터(α)를 가지고 입사하는 광자를 소멸시키고 초기 상태(A)에서 중간 상태(I)로 들뜬 뒤 마지막 상태 B로 가라앉으며 산란 광자(\mathbf{k}', α')를 만들거나, 혹은 산란 광자를 먼저 만들고 중간 상태(I)로 들뜬 뒤에 입사 광자를 없애면서 마지막 상태 B로 가라앉을 수 있고, 또는 전자의 양자 상태가 변하지 않으면서 입사 광자를 없애는 동시에 산란 광자를 만든다. 이 3 과정을 곱을 맞추어 합하여 확률 진폭을 얻으면 다음과 같은 Heisenberg-Kramers의 공식으로 산란 단면적을 쓸 수 있다 (e.g. Sakurai (1967)).

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= r_0^2 \left(\frac{\omega'}{\omega} \right) \left| \delta_{AB} \epsilon^{(\alpha)} \cdot \epsilon^{(\alpha')} \right. \\ &- \frac{1}{m} \sum_I \left(\frac{(\mathbf{p} \cdot \epsilon^{(\alpha')})_{BI} (\mathbf{p} \cdot \epsilon^{(\alpha)})_{IA}}{E_I - E_A - \hbar\omega} \right. \\ &\left. \left. + \frac{(\mathbf{p} \cdot \epsilon^{(\alpha)})_{BI} (\mathbf{p} \cdot \epsilon^{(\alpha')})_{IA}}{E_I - E_A + \hbar\omega'} \right) \right|^2, \quad (1) \end{aligned}$$

여기에서, $r_0 = e^2/m_e c^2 = 2.82 \times 10^{-13} \text{ cm}$ 는 전자의 고

전적 반지름이고, O VI 광자의 레일리 산란은 $A = B = 1s$, 라만 산란은 $A = 1s, B = 2s$ 에 해당한다. Heisenberg-Kramers의 공식에서 중간 상태 I 는 모든 p 상태를 일컬으며, 구속 상태 뿐만 아니라 연속적인 에너지를 가지는 자유 상태까지 모두 포함한다. 임의의 중간 상태 $I = np$ 상태에 대해서 운동량 연산자의 기대값 $\langle p \rangle_{n's, np}$ 는

$$\langle B|p|A \rangle = -\frac{im_e(E_B - E_A)}{\hbar} \langle B|x|A \rangle \quad (2)$$

의 관계식에 의하여 위치 연산자의 기대값 $\langle x \rangle_{n's, np}$ 으로부터 구할 수 있다. 결국 이 기대값은 전자의 전기 쌍극자의 기대값 혹은 oscillator strength에 관련된다. 이 연산자의 구속 상태 $(n', l-1)$ 과 (n, l) 사이의 기대값은

$$\begin{aligned} \tau_{nl}^{n', l-1} &= \int r^2 dr \psi_{nl}(r) r \psi_{n'l-1}(r) \\ &= \frac{(-1)^{n'-l} 2^{2l}}{(2l-1)!} \left[\frac{(n+l)!(n'+l-1)!}{(n-l-1)!(n'-l)!} \right]^{1/2} \\ &\times \frac{(nn')^{l+1} (n-n')^{n+n'-2l-2}}{(n+n')^{n+n'}} \\ &\times \left\{ F \left[-n+l+1, -n'+l, 2l, \frac{-4nn'}{(n-n')^2} \right] - \left(\frac{n-n'}{n+n'} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. F \left[-n+l-1, -n'+l, 2l, \frac{-4nn'}{(n-n')^2} \right] \right\} \quad (3) \end{aligned}$$

으로 나타나며, 이 때에 $F(\alpha, \beta, \gamma, z)$ 는 hypergeometric confluent 함수이다. $I = n'p$ 가 연속 상태일 때에 전자의 파동함수는 구속 상태의 파동 함수의 복소 평면에서 analytic continuation의 과정을 거쳐서 구할 수 있으며, 전기 쌍극자 모멘트의 기대값은

$$\begin{aligned} \tau_{nl}^{E, l-1} &= \frac{2^{2l}}{(2l-1)!} \left[\frac{(n+l)!}{(n-l-1)!} \right]^{1/2} \left[\frac{\pi \eta^2 \exp(-4\eta \cot^{-1} \rho)}{2k^3(1-e^{-2\pi\eta})} \right]^{1/2} \\ &\times \{(1^2 + \eta^2)(2^2 + \eta^2) \cdots [(l-1)^2 + \eta^2]\} \rho^{l+1} \\ &\times (1+\rho^2)^{-n} [(1-i\rho)^{2n-2l-2}] \\ &\times \left\{ F \left[-n+l+1, l-i\eta, 2l, -\frac{4i\rho}{(1-i\rho)^2} \right] - \left(\frac{1-i\rho}{1+i\rho} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. F \left[-n+l-1, l-i\eta, 2l, -\frac{4i\rho}{(1-i\rho)^2} \right] \right\} \quad (4) \end{aligned}$$

의 관계로부터 얻을 수 있다 (Karzas & Latter 1961).

우리가 관심을 가진 행렬 요소들은 $1s, 2s$ 상태와 np 상태 사이의 전이 확률들이며, 이 값들의 구체적인 표현들도 양자역학 교재에서 쉽게 찾아 볼 수 있다 (e.g. Bethe & Salpeter 1967, Berestetskii, Lifshitz & Pitaevskii 1971).

그림 1에서 레일리 산란과 라만 산란의 단면적을 $\text{Ly}\beta$ 와 O VI 1032, 1038을 포함하는 파장 영역 $\lambda_i = 1020 -$

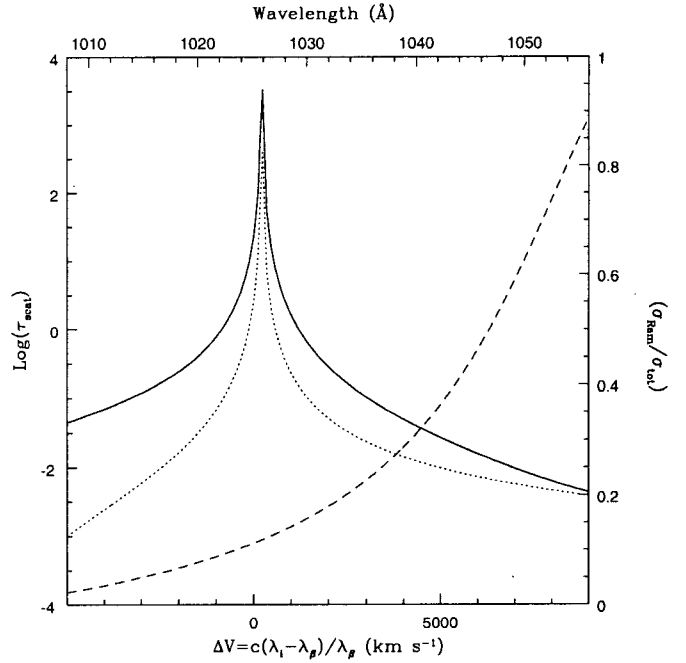


그림 1.— 레일리 산란과 라만 산란의 단면적. 산란 단면적은 천이선 중심 근처에서 공명을 보이고 중심에서 멀어질수록 Lorentzian 날개로 근사된다. 그러나, 선 중심에서 먼 곳의 산란 단면적은 다른 에너지 준위가 주는 영향을 무시할 수 없으며 복잡한 양상을 띤다. 특히, $\text{Ly}\beta$ 중심에서 라만 산란 단면적의 총 산란 단면적에 대한 비율은 0.134이고 선 중심에서 파장이 증가하면서 그 비율이 커진다.

1040 Å에서 나타내었다. $\text{Ly}\beta$ 에서 벗어나면서 산란 단면적은 빠르게 감소하며, 라만 산란의 레일리 산란에 대한 상대적 비율은 이 영역에서 증가한다. 또한, O VI 방출선의 레일리, 라만 산란 단면적은 각각

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{Ray}}(1032) &= 34 \sigma_T, & \sigma_{\text{Ray}}(1038) &= 6.8 \sigma_T \\ \sigma_{\text{Ram}}(1032) &= 7.5 \sigma_T, & \sigma_{\text{Ram}}(1038) &= 2.5 \sigma_T \quad (5) \end{aligned}$$

로 주어진다 (Lee & Lee 1997a). 여기에서 $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3 = 0.66 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ 은 톰슨 산란의 단면적이다. 따라서, O VI 방출선의 레일리 산란 단면적과 라만 산란의 단면적을 합한 총 산란 단면적은 1032 광자가 $\sigma_{\text{tot}}(1032) = 42 \sigma_T$, 그리고, 1038 광자가 $\sigma_{\text{tot}}(1038) = 9.3 \sigma_T$ 이 된다. 즉, O VI 방출선이 산란되기 위해서 산란 지역의 중성 수소의 기동 밀도가 $N_{HI} \geq 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ 정도가 필요하다. 이와같이 두꺼운 중성 수소 지역과 O VI 광자를 만들 수 있는 매우 뜨거운 플라즈마 지역이 이웃하여 존재하는 것이 라만 산란선을 형성할 수 있는 필요 조건이 된다. 이와 관련하여 매우 중요하다고 생각하지만 아직 연구되지 않은 문제가 바로 먼지의 역할에 대한 것이다. 이와같이 두꺼운 중성 수소 지역에 먼지는 레일리 혹은 라만 산란하는 광자를 반사율(albedo)에 따라 흡수하거나 혹은 반사할 것이

다. 따라서, 먼지는 라만 산란선의 세기와 뒤에서 자세한 논의의 하겠지만 편광에도 영향을 줄 것으로 기대된다.

그리고, 1038 광자는 총 산란 단면적에 대한 라만 산란 단면적의 비가 0.27인데 비하여 1032 광자의 경우 그 값이 0.18에 불과하다. O VI 방출선이 산란 지역에 입사하면, 레일리 산란과 라만 산란이 서로 경쟁하면서, 라만 산란선의 광학적 두께가 훨씬 작기 때문에 라만 산란이 일어나면 광자가 산란 지역을 탈출할 것이다. 따라서, 라만 산란의 브랜칭 비율이 라만 산란선의 세기를 결정하는 데에 중요한 변수가 된다. 따라서, 같은 광학적 두께에 대하여 1038광자가 라만 산란선을 만드는데 더 효율적이라고 볼 수 있다. 그러나, 1032 광자의 산란 단면적이 훨씬 더 크기 때문에 같은 기동 밀도를 갖는 산란 지역에 대해서 1032광자가 더 강한 라만 산란선을 만들 것이다. 이들 산란선의 세기는 이러한 변수들의 함수로서 나타날 것이다. O VI 광자가 입사해서 6830, 7088 Å의 산란선으로 전환되는 비율은 Lee & Lee (1997b)에서 자세히 기술되어 있다.

2.2. 라만 산란선의 특징

라만 산란선의 중요한 특징은 산란파의 폭이 입사파의 폭에 비하여 산란파 파장과 입사파의 파장의 비만큼 확대된다는 것이다. 수소 원자의 라만 산란의 경우 입사파 주파수 ν_i 와 산란파 주파수 ν_s 사이에는 에너지 보존의 법칙에 따라

$$\nu_i = \nu_s + \nu_{Ly\alpha} \quad (6)$$

를 만족한다. 이 때에 $\nu_{Ly\alpha}$ 는 Ly α 방출선의 주파수로서 라만 산란에서 수소의 산란 전후의 1s, 2s 상태의 에너지 차이에 해당한다. 위의 관계식에서 $\Delta\nu_i = \Delta\nu_s$ 이므로

$$\frac{\Delta\nu_s}{\nu_s} = \frac{\nu_i}{\nu_s} \frac{\Delta\nu_i}{\nu_i} = \frac{\lambda_s}{\lambda_i} \frac{\Delta\nu_i}{\nu_i} \quad (7)$$

를 얻는다. O VI 라만 산란선의 경우 이 비가 6830/1025 \approx 7088/1038 \approx 7이므로, 입사파의 폭에 비하여 산란파의 폭은 대단히 큰 값으로 나타난다. 또한, 이 때에 나타나는 폭 확장 인수 λ_s/λ_i 는 광원과 산란자 사이에서만 나타나기 때문에, 관측자의 상대 운동이 선 모양의 형성에 거의 영향을 주지 않는다. 즉, O VI 라만 산란선의 선 모양은 대체적으로 광원과 산란자 사이의 기하학적 배치와 상대적 운동학에 의하여 결정된다.

일반적으로 산란광은 강한 편광을 띤다. 편광은 산란 과정에 따라 다른 값을 주며, 광원과 산란을 일으키는 물질, 그리고 관측자 사이의 기하학적 배치와 상대 운동에 따라 달라지기 때문에 주어진 천체의 기하학적 모양과 운동학에 대한 귀중한 정보를 담고 있다. O VI 광자의 레일리 산란과 라만 산란 모두 산란파의 편광을 기술하는 산란 위상함수(scattering phase function)는 전자 산란의 그것과 같다(Stenflo 1980). 전자 산란에서는 입사파에 원편광 성분이 없을 때, 산란파도 원편광 성분을 갖지 않으므로, 공생별

에서 O VI 광자가 발생할 때에 원편광 성분이 없고, 특별히 자기장이 중요하지 않다고 가정하면 레일리 또는 라만 산란을 통해서 산란파는 원편광 성분을 갖지 않는다. 따라서, 여기에서 우리는 선편광만을 고려하도록 한다.

부착 원반을 고려하는 많은 천체에서 산란 지역이 원기둥 대칭을 가정하는 것은 나쁜 근사는 아닐 것이다. 이 때에, 대칭축을 z축으로 잡고, 관측자가 $x-z$ 평면에 z축과 각 θ_o 를 이루고 있다고 가정하자. 이제, 광원이 원점에 있으며, 파벳터 $\mathbf{k}_i = (\sin\theta_i \cos\phi_i, \sin\theta_i \sin\phi_i, \cos\theta_i)$ 를 가지고 산란 지역으로 입사하여 단 한번만 산란을 일으키고 관측자 방향으로 간다고 가정하자. 입사파와 산란파의 편광 벡터를 각각 $\epsilon_{\parallel}^i = (\cos\theta_i \cos\phi_i, \cos\theta_i \sin\phi_i, -\sin\theta_i)$, $\epsilon_{\perp}^i = (-\sin\phi_i, \cos\phi_i, 0)$, $\epsilon_{\parallel}^s = (\cos\theta_o, 0, -\sin\theta_o)$, $\epsilon_{\perp}^s = (0, 1, 0) = \hat{\mathbf{y}}$ 로 잡을 수 있다. 이 때에 아래첨자 \parallel, \perp 는 대칭축과 관측자가 있는 평면인 $x-z$ 평면에 각각 평행한 성분과 수직인 성분을 일컫는다.

입사파의 평행 성분과 수직 성분이 각각 $I_{\parallel}^i, I_{\perp}^i$ 로 주어졌을 때에 산란파는 각각

$$\begin{aligned} I_{\parallel}^s &\propto I_{\parallel}^i (\epsilon_{\parallel}^i \cdot \epsilon_{\parallel}^s)^2 + I_{\perp}^i (\epsilon_{\perp}^i \cdot \epsilon_{\parallel}^s)^2 \\ I_{\perp}^s &\propto I_{\parallel}^i (\epsilon_{\parallel}^i \cdot \epsilon_{\perp}^s)^2 + I_{\perp}^i (\epsilon_{\perp}^i \cdot \epsilon_{\perp}^s)^2 \end{aligned} \quad (8)$$

로 주어지고 산란파의 편광도는 $P = (I_{\parallel}^s - I_{\perp}^s)/(I_{\parallel}^s + I_{\perp}^s)$ 로 나타난다. 이 때에, 편광도가 양이면 산란광은 관측자대칭축에 평행하게, 편광도가 음이면 수직하게 편광된 것이다.

3. 공생별에서 라만 산란선의 형성

3.1. 공생별의 라만 산란선의 관측적 성질

공생별의 라만 산란선의 관측적 특징은 여러 개의 마루를 가지는 선 윤곽과 적색 날개 부분에서 나타나는 편광의 뒤집힘으로 요약할 수 있다. 공생별의 라만 산란선의 형성 원인을 Schmid (1989)가 밝힌 후에 이들이 산란선임을 관측적으로 확인하기 위하여 그는 분광-편광 관측을 시도하였다. Schmid & Schild (1994)는 6830, 7088 Å 라만 산란선을 보이는 여러 공생별에 대한 분광-편광 관측을 수행하고, 다른 방출선이 편광을 보이지 않는데 비하여, 이들 산란선이 전반적으로 5%의 편광도를 보이며, 최대 15%까지 편광이 나타남을 보고하였다. 그러나, 이들 라만 산란선의 편광 관측에서 가장 중요한 관측적 사실은 적색 날개 부분에서 편광의 위치각이 청색 날개에서 산란선 중앙부에 이르는 주요 부분의 편광 방향에 대하여 거의 수직한 방향에 놓여 있다는 사실이다. 또한, 분광-편광 자료에서 따라오는 전체 플럭스의 선 윤곽은 이중 혹은 삼중 마루가 흔하게 나타난다는 점이 중요한 관측적 사실로 지적되었다.

이들의 연구를 확장하여, Harries & Howarth (1996)는 많은 수의 공생별에 대한 분광-편광 관측을 수행하였다. 이들은 기본적으로 Schmid & Schild (1994)가 발견한 사실

을 재확인하였으며, 라만 산란선의 다중 마루 형성과 적색 날개에서 편광의 뒤집힘 현상이 공생별 라만 산란선에서 일어나는 일반적인 현상임을 강조하였다. 그들은 특히, 가장 흔한 선 윤곽은 3중 마루 윤곽이며, 그 다음으로 2중 마루가 차지함을 언급하였다.

Schmid (1996)과 Lee & Lee (1997)의 이론적 연구에서는, O VI 방출선원을 백색왜성 근처에 있는 점광원으로 보고 거성 주변의 느린 항성풍이 산란 지역의 역할을 할 것으로 가정하고 이러한 상황에서 나타날 수 있는 라만 산란선의 윤곽과 편광을 Monte Carlo 방법으로 계산하였다. 이 모형에서는 거성과 왜성을 연결하는 쌍성축 방향으로 거성에서 왜성 방향으로 운동하는 항성풍 물질이 O VI 방출선을 산란할 때 산란선의 청색 부분이 형성되고 쌍성축 방향에 수직인 방향으로 편광된다. 그리고, 거성으로부터 매우 멀리 퍼져 있는 전반적인 항성풍 물질들은 왜성으로부터 멀어지므로 이들이 산란을 일으키면 적색 부분을 형성하며, 이들이 쌍성축에서 멀리 있으므로 편광은 쌍성축의 방향에 평행할 것으로 기대할 수 있다.

그러나, 이와같은 예상에도 불구하고, 다중 마루의 선 윤곽과 적색 날개에서 편광의 뒤집힘을 얻기 위해서는 매우 특별한 조건의 항성풍 모델이 필요하였으며, 운동학적 모델이 자연스럽게 보이지 않았다. 그 중요한 이유는 거성 주변의 항성풍을 구대칭 모형으로 취급하여 매끄러운 속도장을 갖기 때문에 뚜렷한 다중 마루를 형성하기 어려우며, 또한 거성에서 멀어질수록 밀도가 감소하여 산란선의 세기가 약해지면서 편광 뒤집힘이 명백하게 나타나지 않기 때문이다. 그러나, 이 모형의 가장 중요한 약점은 라만 산란선의 폭이 100 km s^{-1} 인데 비하여 거성의 항성풍은 20 km s^{-1} 을 넘기 어렵다는 점에 있다. 즉, 운동학적으로, 산란 지역의 속도를 사용해서는 관측된 라만 산란선의 폭을 맞출 수 없는 것이다.

또한, 중요한 관측적 사실은 공생별의 원자외선 관측에서 나타났다. 라만 산란 형성 원인에 대한 실마리를 주는 중요한 관측적 증거는 O VI 방출선의 존재 자체인데, Espey et al. (1995)는 HUT 관측을 통하여 공생별 RR Tel에서 매우 강한 O VI 방출선을 확인하였고, Birriel et al. (1998)도 비슷한 연구를 수행하였다. Schmid et al. (1999)은 ORFEUS의 관측에서 O VI 방출선의 선 모양과 라만 산란선의 선 모양은 체계적으로 다르게 나타남을 지적하였다. 이 관측 사실은 부착 원반의 모형에서는 자연스럽게 설명할 수 있다. 즉, 공명 산란을 여러 번 겪고 빠져 나오는 O VI 방출선은 방출선 지역의 운동학과 기하학적 모양에 따라 비등방적으로 방출될 것이며, 이것은 흔히 관측자의 시선 방향에 대하여 다양한 선 모양을 보일 것이다. 그러나, 라만 산란선은 앞절에서 논의한 바와 같이 광원과 산란자 사이의 상대적 배치와 운동학에만 의존하고 관측자의 위치가 중요하지 않기 때문에 O VI 방출선의 선 모양과 라만 산란선의 선 모양은 체계적으로 다를 수 있다. 그

러나, 현재, O VI 방출선 지역의 운동학, 또는 동력학적 구조에 대한 정보가 충분하지 않기 때문에 좀더 세밀하게 분석하는 것이 앞으로 연구해야 할 과제이다.

3.2. 부착 원반 방출 모형

Lee & Park (1999)는 부착 원반의 모형을 도입하여 공생별의 라만 산란선의 중요한 관측적 특징의 이론적 해석을 시도하였다(그림 2 참조). 그들에 따르면, 산란 지역이 크게 두 개의 지역으로 나뉘는데, 산란이 대부분 일어나는 산란 지역(A)은 거성 근처에 놓여 있고, 산란 지역(B)는 부착 원반에 수직인 방향, 즉 극 방향으로 빠르게 운동하는 중성 수소 성분이 형성한다고 가정하여 이들이 추가적인 라만 산란을 일으킨다.

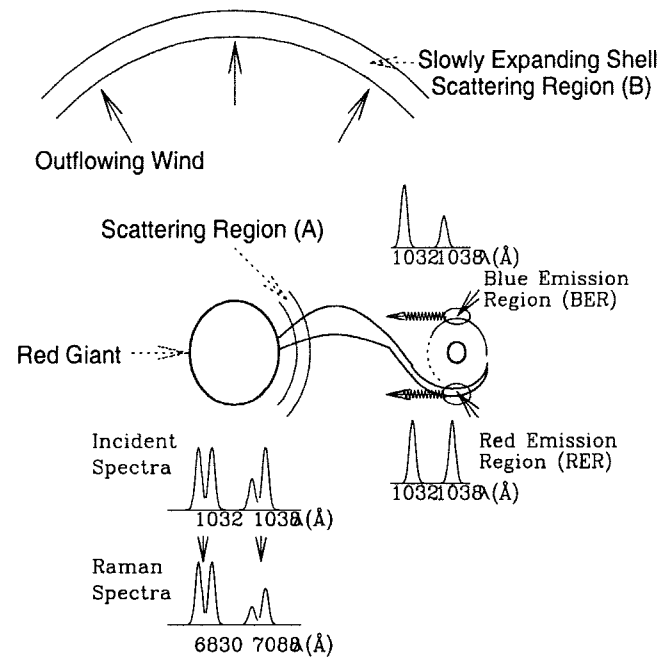


그림 2.— 공생별에서 라만 산란 과정의 개념도. 거성에서 질량 손실을 나타내는 항성풍이 왜성의 중력에 끌려서 부착 원반을 형성한다. O VI 방출선은 부착 원반 근처에서 발생해서 중성 수소가 있는 산란 지역에서 산란된다. 산란 지역 (A)로 표시된 거성 근처에 있는 중성 수소는 부착 원반을 적도 방향에서 보므로 이중 마루의 선 모양과 함께 쌍성축에 수직인 편광을 주며, 산란 지역 (B)로 나타낸 지역에서는 원반을 극 방향으로 보므로 단조로운 선 모양을 주지만 쌍성축에 평행하게 편광된 라만 산란선을 만든다.

공생별에서 거성의 느린 항성풍이 왜성에 끌려 부착 원반을 형성한다면, 느린 항성풍의 속도와 쌍성계의 공전 운동 속도가 거의 비슷하기 때문에 왜성 주변에 형성되는 부착 원반의 구조는 대칭적인 모습에서 많이 벗어날 것이다.

이 때에 물질의 유입이 시작되는 부분의 밀도가 그 반대 쪽 부분에 비하여 높을 것으로 추정할 수 있으며, 이것은 Mastrodemos & Morris (1998)의 SPH 수치 계산에서도 암시되고 있다. Lee & Park (1999)는 그림 2에서 이 지역을 적색 방출선 지역, 그리고 반대편의 물질이 희박하게 존재하는 지역을 청색 방출선 지역이라고 불렀다. 이와같은 비대칭적 부착 원반에서 거성 방향으로 O VI 광자가 방출된다면 이 방출선의 선 모양은 적색 부분이 훨씬 강한 이중 마루가 나타날 것이다. 이 때에, 이들 성분은 거성과 왜성을 연결하는 쌍성축에 수직인 방향으로 강하게 편광될 것이다.

또한, 그림에서 보듯이 중성 수소가 극 방향으로 멀어지면서 입사하는 O VI 광자를 산란한다면, 산란하는 중성 수소는 부착 원반을 정면에서 바라보므로 마루가 하나뿐인 매끄러운 입사광원을 볼 것이다. 그러나, 이들은 광원에 대하여 후퇴하면서 산란을 일으키고 있기 때문에 라만 산란선의 적색 날개 부분을 형성할 것이다. 또한, 입사광이 쌍성축에 수직인 방향으로 진행하므로, 산란광은 쌍성축에 평행하게 편광될 것이다. 따라서, 이들의 속도 성분이 부착 원반의 회전 속도와 견줄만하거나 충분히 크다면, 독립적인 성분을 형성하여 적도 방향의 중성 수소가 주는 이중 마루에 덧붙여 세번째 마루를 만들어서 전체 라만 산란선의 모양은 삼중 마루를 이룰 것이다. 반대로, 광원에 대한 후퇴 속도가 크지 않다면, 전체 라만 산란선은 이중 마루를 보일 것이다. 따라서, 삼중 마루의 경우에는 적색 마루에서, 이중 마루의 경우 적색의 날개 부분에서 편광의 방향은 라만 산란선의 주요부와는 90° 만큼 차이가 날 것이다. 이러한 특징들은 Harries & Howarth (1996)가 지적한 라만 산란선의 관측적 특징들과 잘 일치한다. 또한, 부착 원반의 회전 속도를 100 km s^{-1} 로 가정한다면, 라만 산란선이 보여주는 속도 폭을 자연스럽게 설명할 수 있다. 이 점은 앞 절에서 Schmid (1996)와 Lee & Lee (1997)가 사용한 구형 항성풍 산란 모형이 지닌 가장 중요한 약점을 극복할 수 있는 중요한 차이이다.

부착 원반 방출선 모형을 채택하였을 때에 공생별의 라만 산란선에 나타날 편광과 선 윤곽을 계산하여 그 결과를 그림 3에 표시하였다. 맨 위 상자에서는 거성 주변에서 산란된 라만 산란선을, 가운데 상자에서는 극 방향으로 운동하는 산란 지역에서 주는 라만 산란선을, 맨 아래 상자에서는 앞의 두 성분을 합성한 라만 산란선을 나타낸다.

3.3. 라만 산란선의 선 모양과 부착 원반 모형

앞 절에서 부착 원반 모형은 공생별의 라만 산란선의 분광-편광 관측 자료를 매우 자연스럽게 설명함을 말하였다. 이 절에서는 이 모형에서 예측되는 관측적 사실을 논의하고자 한다. O VI의 이중선인 1032, 1038은 충돌 여기에 의하여 발생하므로 동일한 선 모양을 가질 것으로 생각할 수 있지만, 실제로 이들이 발생하는 지역에서 물리적 성질이

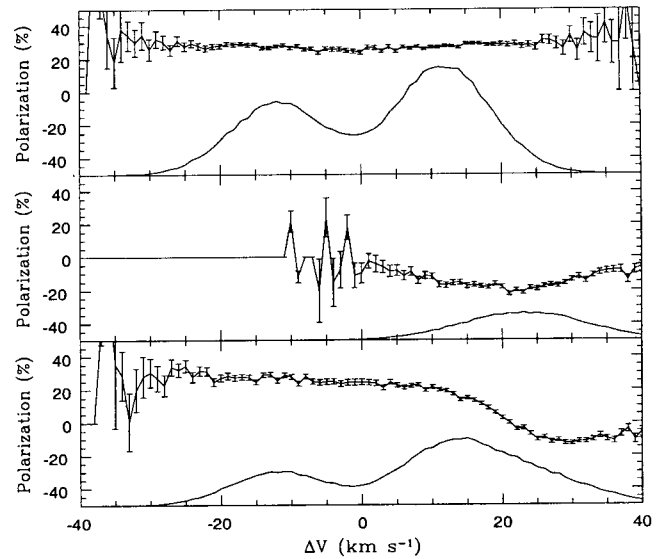


그림 3.— 부착 원반 방출선 모형에서 예상되는 공생별의 라만 산란선의 편광과 선 윤곽. 편광은 오차 막대가 있는 실선으로 나타냈고, 선 윤곽은 보통 실선으로 표현하였다. 맨 위 상자에서는 거성 근처의 산란 지역(A)에서 얻은 라만 산란 플럭스와 편광을, 가운데 상자에서는 극 방향으로 운동하는 산란 지역(B)에서 주는 라만 산란 플럭스와 편광을 나타냈다. 편광이 음으로 표현된 것은 편광 방향이 쌍성 축에 평행함을 나타낸다. 맨 아래 상자에서는 앞의 두 상자에서 나타낸 산란 플럭스와 편광을 합성한 것이다. 극 방향으로 운동하는 산란 지역의 성분의 운동 속도에 따라 전체 플럭스는 이중 혹은 삼중 마루를 만들며, 적색 날개 부분으로 편광이 뒤집힌다.

다양하게 나타난다면, 이들의 선 모양이 같을 필요가 없다. O VI의 이중선에서 $2s_{1/2} - 2p_{3/2}$ 천이에 해당하는 1032 \AA 방출선이 $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ 에 해당하는 1038 \AA 방출선에 비하여 2배의 oscillator strength를 갖는다. 따라서, 주어진 조건에서 충돌 여기에 의하여 생기는 이 O VI 이중선의 방출률에서 $j_{1032} = 2j_{1038}$ 의 관계가 나타나고 마찬가지로 1032 방출선이 1038 방출선에 비하여 2배의 광학적 두께를 가진다. 즉, $\tau_{1032} = 2\tau_{1038}$. 그러므로, 방출선 지역이 광학적으로 얇을 때에 ($\tau_{1032}, \tau_{1038} \ll 1$), O VI 방출선의 세기 비는 $I_{1032} = 2I_{1038}$ 이 된다.

그러나, 반대로 방출선 지역의 광학적 두께가 클 때에는 방출선의 세기는 원천 함수에 접근하고, 원천 함수는 방출률과 흡수율의 비로서 표현되므로 $I_{1032} \simeq S_{1032} = j_{1032}/\alpha_{1032} = S_{1038} \simeq I_{1038}$ 의 관계를 얻을 수 있다. 즉, 광학적 두께가 커질 때에는 방출선 세기가 열적 평형을 이루면서, 이중선의 세기가 같아진다. 그러나, 이중선의 세기 비는 단순히 광학적 두께에만 의존하지 않고 방출선 지

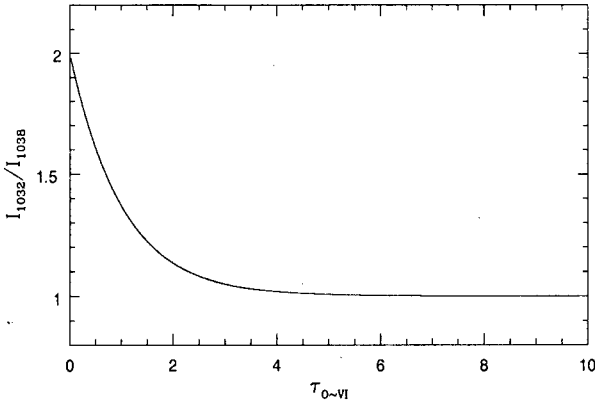


그림 4.— O VI의 광학적 두께에 따른 1032 방출선 세기와 1038 방출선 세기의 비. 광학적 두께가 얇을 때에 두 방출선의 세기 비는 oscillator strength의 비 2:1이 되고, 광학적 두께가 매우 크면, 열 평형의 극한인 1:1에 가까워 진다. 실제로 1032 방출선의 광학적 두께가 4정도에서 두 방출선의 세기의 비가 거의 1이 됨을 알 수 있다.

역의 운동학이 매우 중요한 영향을 끼친다. 이 때에는 방출선 지역의 운동 속도가 열 운동 속도에 비하여 매우 클 때에 Sobolev 근사법이 효율적으로 사용될 수 있음이 알려져 있으나, 공생별의 왜성 근처의 운동학이 자세히 알려져 있지 않고, H α 의 날개 부분을 제외한 중심 부분의 폭이 약 100 km s⁻¹ 이므로, Sobolev 근사법의 적용 가능성 여부가 명백하지 않다.

다만, 주어진 산란선의 광학적 두께 τ_l 에 대하여 탈출 확률(escape probability)이

$$P_{esc} = \frac{1 - e^{-\tau_l}}{\tau_l} \quad (9)$$

으로 주어지므로, 우리는 주어진 속도 구간에서 이중선의 방출선 세기의 비 I_{1032}/I_{1038} 로부터 방출선 지역의 광학적 두께에 대한 개략적인 정보를 얻을 수 있다. 즉,

$$\frac{I_{1032}}{I_{1038}} \simeq \frac{1 - e^{-2\tau_{1032}}}{1 - e^{-\tau_{1032}}} \quad (10)$$

의 관계로 요약할 수 있다.

이제 Espey et al. (1995)의 공생별 RR Tel의 관측 결과를 참고하여 대체적인 공생별 방출선 지역의 O VI 방출선의 선중심 광학적 두께를 어렵잡아 보자. RR Tel의 라만 산란선에서 보이는 이중 마루의 속도 차이는 약 50 km s⁻¹이다. 이 값이 부착 원반의 외곽 지역의 운동 속도에서 기인한다면, 부착 원반의 크기를 약 $R_{ac} \sim 10^{13}$ cm로 볼 수 있다. 이 속도 차이의 절반 값인 25 km s⁻¹은 거성 항성풍의 속도 규모와 비슷한 값이므로 부착 원반의 크기를 거성 항성풍을 이루는 물질을 중력적으로 포획하는 거리 규모와

비슷함을 확인할 수 있으며 이 값이 곧 방출선 지역의 크기로 볼 수 있다. 라만 산란선의 폭은 약 20 Å 이므로 방출선 지역의 속도 규모는 $V_{ac} \sim (20/7000)c/7 \sim 120$ km s⁻¹ 부착 원반 안쪽의 운동 속도가 될 것이다.

전자 온도를 성운의 일반적인 온도인 약 10⁴ K로 보면, 산소 이온의 열운동 속도 $v_{th} \sim 3$ km s⁻¹이다. 반금지선이 나타난다는 사실로부터 매우 높은 밀도의 방출선 지역이 존재할 것을 예측할 수 있으며, 전자 밀도는 고밀도에서 저밀도 지역까지 넓은 분포를 보일 가능성 또한 배제할 수는 없다. 여기에서는 Hayes & Nussbaumer(1986)와 Espey et al. (1995)이 제안한 전자 밀도 $n_e = 10^7$ cm⁻³를 가정하자. 방출선 지역에서 O VI 이온의 갯수 밀도를 $n_{O VI} \sim 10^{-4}n_e$ 로 잡고, 방출선 지역의 운동 속도를 고려하지 않으면 대체적인 선 중심 광학적 두께는

$$\tau_{O VI}^{st} = n_{O VI} \sigma_0 R_{ac} \sim 10^3 \quad (11)$$

임을 알 수 있다. 여기에서, 선 중심 산란 단면적은

$$\sigma_0 = 1.2 \times 10^{-13} \left(\frac{\lambda_c}{10^3 \text{ \AA}} \right) A^{1/2} \left(\frac{10^4 \text{ K}}{T} \right) f_{12} \text{ cm}^{-2} \quad (12)$$

으로 주어진다 (Rybicki & Lightman 1979). 여기에서 λ_c 는 입사파의 파장, A 는 산란 이온의 원자량, f_{12} 는 공명선 천이의 oscillator strength이다. 그러나, 방출선 지역의 속도 규모가 산소 이온의 열운동 속도의 40배 가량이므로 실제로 방출선 광자의 탈출과 직접적인 관계를 가지는 유효 광학적 두께, 혹은 Sobolev 형 광학적 두께는

$$\tau_{O VI}^{Sob} \sim \tau_{O VI}^{st} / [V_{ac}/v_{th}] \sim 30 \quad (13)$$

으로 추정할 수 있다.

위의 계산에서 본 바와 같이, 공생별의 방출선 지역의 탄소, 질소, 산소와 같은 금속 이온의 대표적인 공명 방출선의 광학적 두께는 작지 않은 것으로 추정된다. 그러나, 방출선 지역의 위치에 따라, 낮은 밀도 혹은 큰 속도 기울기를 가진 곳에서 매우 낮은 광학적 두께를 보일 것이며 반대의 지역에서는 평균 광학적 두께보다 큰 값을 가질 것이다. Mastrodemos & Morris (1998)의 SPH 계산에서, 부착 원반의 청색 방출 지역이 항성풍의 물질의 운동과 왜성의 공전 운동이 비슷한 크기를 가지면서 서로 반대 방향으로 배치되어서 낮은 밀도 지역이 될 것임을 암시하고, 반대로 적색 방출 지역은 고밀도 지역이 될 것임을 예상할 수 있다.

따라서, 청색 지역의 Sobolev 형 광학적 두께가 4보다 작은 값을 갖고, 적색 지역에서 이보다 광학적 두께가 크다면, 청색 부분의 O VI 1032, 1038의 방출선 세기 비 I_{1032}^B/I_{1038}^B 은 적색 부분의 세기 비 I_{1032}^R/I_{1038}^R 보다 큰 값을 보일 것이다. 따라서, 거성 근처에 있는 산란 물질의 정지 좌표계에서 볼 때에 O VI 1032 방출선의 청색 부분의

적색 부분에 대한 비가 O VI 1038의 대응하는 값에 비하여 매우 클 것이다. 그런데, 레일리 혹은 라만 산란의 단면적은 방출선 지역의 운동 속도로 추정되는 약 100 km s^{-1} 의 구간에서 거의 변하지 않으므로, 라만 산란선의 선 모양은 O VI 방출선의 선 모양을 따라갈 것이다. 따라서, 라만 산란선 6830의 선 모양에서 청색 부분의 적색 부분에 대한 상대적 세기가 라만 산란선 7088의 그것보다 더 클 것이다.

4. 토의와 앞으로 연구할 과제

Soker (1998)의 주장에 따르면, 나비형 성운의 형성 과정과 쌍성계 사이에 연관성이 있다. 따라서, 제트의 형성이 부착 원반의 존재와 관련이 있다면, 공생별에서 레일리-라만 산란의 연구가 부착 원반의 성질을 탐구하고, 나비형 성운과 공생별의 유사성 혹은 진화상의 친연성을 밝히는 데에 매우 큰 의미를 가질 것이다. 우리는 지금까지 공생별에서만 보이는 O VI 라만 산란선 6830 \AA , 7088 \AA 의 여러 개의 마루를 보이는 복잡한 선 모양과 적색 날개에서 편광 방향의 뒤집힘과 같은 현상이 부착 원반 모형을 적용할 때에 매우 자연스럽게 해석될 수 있음을 보였다. 특히, 청색 마루가 적색 마루에 비하여 작게 나타나는 것은 왜성 주변에서 형성되는 부착 원반의 비대칭성, 즉, 거성에서 볼 때에 적색 방출선 지역의 물질 분포가 청색 방출선 지역의 분포보다 우세하게 나타나기 때문으로 볼 수 있다. 이것은 라만 산란선이 부착 원반 구조를 파악하는 데에 매우 훌륭한 도구임을 보여 주는 한 예가 된다. 또한, 적색 날개에서 일어나는 편광의 뒤집힘은 왜성-거성 공전면에 대하여 수직 방향으로 운동하는 새로운 산란 성분이 존재함을 나타내며, 이 성분은 부착 원반 형성에 동반하여 극방향으로 나타나는 제트 혹은 빠른 항성풍과 연관되어 있음을 짐작할 수 있다. 그러나, 현재 이 산란 성분의 근원에 대해서 연구된 바가 없는 듯하다.

우리는 이 연구에서 부착 원반 모형에서 예측할 수 있는 관측적 사실로서 라만 산란선 6830 \AA 과 7088 \AA 이 각각 체계적으로 다른 선 모양을 가질 것을 제안하였다. 방출선 지역의 광학적 두께는 O VI 방출선이 강한 공명선이기 때문에 이 지역의 속도장에 따라 매우 예민하게 변할 것이다. 청색 방출선 지역에서 왜성의 공전 운동과 거성의 항성풍 물질이 비슷한 속도 규모로 만난다면, 이 지역의 밀도가 작아질 것으로 예상되며, 광학적 두께가 다른 지역보다 작을 것으로 추정할 수 있다. 광학적 두께가 작으면, O VI 이중선의 세기의 비가 1:1에서 많이 벗어나므로 선 모양이 광학적 두께가 큰 부분과 체계적으로 달라질 것이다. 즉, 6830 \AA 라만 산란선의 청색 마루 부분의 적색 마루 부분에 대한 상대 세기가 7088 \AA 에서 보다 더 클 것이며, 그 자세한 비율은 청색 방출선 지역과 적색 방출선 지역의 광학적 두께의 함수로 나타날 것으로 예측한다. 따라서, 방출선 윤곽을 세밀하게 분석함으로써, 광학적 두께와 운동학의 중요한 정보를 얻을 수 있을 것이다. 고분산 분광 관측과 편광

관측은 이러한 맥락에서 더욱 중요하며, 한국의 보현산 망원경과 같이 1.8 m급의 망원경에서 아주 중요한 기여를 기대할 수 있는 연구 분야이다.

분광-편광 관측을 시계열로 수행함으로써 흥미로운 연구가 이루어질 수 있을 것이다. 산란이 쌍성 축의 방향 혹은 여기에 수직인 방향으로 일어난다는 가정이 옳다면 거성과 왜성의 궤도 운동에 따라 편광 방향이 변할 것이다. 편광 방향의 시간에 따른 변화를 분석함으로써 궤도 운동에 관계된 변수들을 구할 수 있을 것이다. 또한, 수소의 Balmer α 선은 궤도 위상에 따라 선 모양이 체계적으로 변한다는 사실이 알려져 있으므로, 분광 자료와 함께 편광 자료는 상보적인 정보를 줄 것이다. 이러한 관측은 현재 일부의 공생별에 대하여 제한적으로 수행되었으며 (e.g. Schild & Schmid 1996), 공생별의 궤도가 수년에서 수십년에 이르는 것을 고려한다면, 꾸준한 관측 자료의 축적이 필요한 연구이다.

현재, 산란 지역의 먼지 티끌에 대한 연구는 이루어지지 않은 듯하다. O VI 방출선이 라만 산란선으로 빠져 나오기 전에 수 차례의 레일리 산란을 겪을 수 있으며, 이 과정에서 방출선 광자가 먼지 티끌과 충돌한다면 먼지의 반사율에 따라서 이 광자는 흡수되거나 혹은 반사될 것이다. 따라서, 산란 지역의 먼지와 중성 수소의 혼합 비율은 O VI 방출선 광자의 라만 산란 효율을 어렵히는 데에 매우 중요한 영향을 끼칠 것이다. 특히, Neufeld (1991)의 연구에서도 잘 알려져 있듯이 먼지 티끌이 가스와 골고루 섞여 있는 경우와 덩어리 형태로 섞여 있는 경우에 방출선 광자의 전달 과정은 크게 달라질 수 있다. 거성의 질량 손실 과정이 되는 무거운 항성풍은 먼지 티끌이 적지 않게 존재하여 복사 냉각에 주도적인 역할을 할 것으로 기대되기 때문에 공생별의 라만 산란선 연구에서 먼지 티끌의 역할을 규명하는 것이 앞으로 중요한 연구 과제가 될 것으로 생각한다.

이제까지 수소 원자에 의한 라만 산란은 거의 예외 없이 공생별에서 논의되었다. 다만, 행성상 성운 NGC 7027에서 He II의 방출선이 수소 원자에 산란된 것으로 추정되는 방출선이 보고된 것이 드문 예외에 속한다 (Péquignot et al. 1997). He II의 원자 구조가 H I와 같으므로, 양성자-전자 사이의 환원 질량과 α 입자-전자 사이의 환원 질량 차이에 기인하는 약간의 질량 차이에서 비롯하는 약간의 파장 차이를 빼면, He II의 $2-2n$ 천이는 수소의 Lyman 계열과 파장이 거의 같다. 이러한 이유로 He II의 $2-2n$ 천이선은 수소 원자의 공명 산란의 날개 영역에서 매우 큰 산란 단면적을 가지고 산란하기 때문에 상대적으로 쉽게 발견될 수 있다. 공생별과 매우 가까운 진화적 단계에 있는 천체들, 특히 post AGB 단계의 거성들과 초기 단계의 어린 행성상 성운들의 자세한 분광 관측을 통하여 이러한 산란선을 조사하는 것은 매우 의미 있는 관측이 될 것이며, 특히, 보현산 1.8 m 망원경을 비롯한 2 m 안팎의 망원경을 사용한 고분산 분광 관측이 이러한 연구에 적합할 것이다.

이와 관련하여 어린 행성상 성운 IC 4997의 H α 선의 날개 영역의 형성은 흥미 있는 문제가 될 수 있다. 이 행성상 성운은 기둥 밀도가 $N_{HI} \sim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ 에 이르는 두꺼운 중성 수소로 둘러싸여 있다는 사실이 Arecibo 300 m 전파 망원경 관측으로부터 알려져 있다(Altschuler et al. 1986). Lee & Hyung (2000)는 수소의 Ly β 가 다른 수소 원자에 산란할 때에 라만 과정을 거쳐서 수소의 H α 날개를 만들 것이라고 제안하였다. 이러한 제안은 Nussbaumer et al. (1989)의 논문에서 정성적 수준에서 논의되었었지만, 날개 부분의 윤곽이 $\Delta\lambda^{-2} = (\lambda - \lambda_{Ly\beta})^{-2}$ 에 비례함을 밝히고 이것이 실제 관측 자료와 일치한다는 사실은 Lee & Hyung (2000)의 논문에서 밝혀졌다.

실제로 많은 공생별에서 어린 행성상 성운 IC 4997과 같이 H α 선에 매우 넓은 폭의 날개가 형성되어 있으며, 또한 비슷한 현상이 post AGB 단계의 별들에서 일어난다는 사실이 보고 되었다(Van Winckel, Duerbeck & Schwarz 1993, Ivison, Bode, & Meaburn 1994, Van de Steene, Wood, & van Hoof, 2000). 이들 날개 영역의 형성 원인으로 뜨거운 별 주위의 빠른 항성풍, 혹은 전자 산란을 생각할 수 있다. (Lee 2000)는 공생별의 H α 의 날개 부분이 $\Delta\lambda^{-2}$ 의 선모양을 잘 따르고 있음을 지적하여 Ly β 의 라만 산란이 H α 의 날개를 만들 것임을 주장하였다. 이 가정이 옳다면, 이들 천체의 H α 선의 날개에서 강한 편광이 나타날 것으로 예상할 수 있다 (Bak & Lee 2000). 또한, 중성 수소로 이루어진 두꺼운 층이 이들 천체에 존재한다면, IC 4997과 같이 수소 초미세 천이선인 21cm 흡수선 관측을 통하여 이러한 두꺼운 중성 수소 성분을 확인할 수 있을 것이다.

어린 행성상 성운과 post AGB 단계의 별들, 그리고 공생별은 다같이 심한 질량 손실을 겪고 있는 천체이며, 내부에 뜨거운 자외선원을 가지고 있다는 공통점이 있다. 이러한 공통점은 수소 원자에 의한 라만 산란이 일어나기 위한 조건과 일치하기 때문에, 라만 산란 과정은 진화 마지막 단계에 도달한 천체들의 천체 물리학을 연구하는 매우 중요한 도구임을 알 수 있다. 그럼에도 불구하고 라만 산란에 대한 기본 원자 물리학의 연구도 더 필요한 실정이다. 또한, 적외선 영역과 원자외선 영역에서 라만 산란이 일정한 역할을 담당할 것으로 기대할 수 있으며, 앞으로 이러한 영역의 관측 천문학에서 새로운 현상이 기대된다.

마지막으로 라만 산란의 가능성은 활동성 은하핵(Active Galactic Nuclei, AGN)에서도 찾을 수 있을 것이다. 현재, 관측적으로 명백한 증거는 알려져 있지 않지만 AGN의 통일 모형에서 등장하는 넓은 폭 지역을 가리는 두꺼운 성분 혹은 X선 흡수체와 같은 성분에서 매우 많은 양의 중성 수소를 기대할 수 있을 것이며, AGN 중앙 엔진과 주변에서 나오는 강한 자외선은 라만 산란의 조건을 만족할 수 있을 것이다. 현대 천문학에서 AGN이 차지하는 중요성을 고려할 때에 라만 산란 과정과 같은 새로운 물리적

현상은 이들 천체의 물리적 성질을 파악할 수 있는 귀중한 도구가 될 수 있을 것이다.

ACKNOWLEDGEMENTS

이 연구는 교육부의 BK21 사업에서 지원 받았음을 밝힙니다. 이 워크샵을 준비하는 데에 많은 노력을 기울여 주신 준비 위원들께 감사 드립니다.

참고문헌

- Altschuler, D. R., Schneider, S. E., Giovanardi, C., & Silverglate, P. R., 1986, ApJ, 305, L85
 Bak, J. Y. & Lee, H. -W. 2000, Proceedings of Bohunsan Workshop
 Berestetskii, V. B., Lifshitz, E. M., & Pitaevskii, L. P., 1971, Relativistic Quantum Theory, Pergamon Press, Oxford
 Bethe, H. A. & Salpeter, E. E., 1967, Quantum Mechanics of One and Two Electron Atoms, Academic Press Inc., New York
 Birriel, J., Espey, B. R., Schulte-Ladbeck, R. E., 1998, ApJ, 507, L75
 Corradi, R. L. M. & Schwarz, H. E., 1995, A&A, 293, 871
 Espey, B. R., Schulte-Ladbeck, R. E., Kriss, G. A., Hamann, F., Schmid, H. M., Johnson, J. J., 1995, ApJ, 454, L61
 Girard, T., & Willson, L. A., 1987, A&A, 183, 247
 Harries, T. J. & Howarth, I. D., 1996, A&AS, 119, 61
 Hayes, M. A. & Nussbaumer, H., 1986, A&A, 161, 287
 Ivison, R. J., Bode, M. F., & Meaburn, J., 1994, A&AS, 119, 61
 Karzas, W. J., & Latter, R., 1961, ApJS, 6, 167
 Kenyon, S. J., 1986, The Symbiotic Stars, Cambridge University Press, Cambridge
 Lee, H. -W., 2000, ApJ (Letters) in press
 Lee, H. -W. & Hyung, S., 2000, ApJ, 530, L49
 Lee, H. -W. & Lee, K. W., 1997a MNRAS, 287, 211
 Lee, H. -W. & Park, M. -G., 1999, ApJ, 515, L89
 Lee, K. W. & Lee, H. W., 1997b MNRAS, 292, 573
 Mastrodemos, N. & Morris, M., 1998, ApJ, 497, 303
 Neufeld, D. A., 1991, ApJ, 370, L85
 Nussbaumer, H., Schmid, H. M., & Vogel, M., 1989, A&A, 211, L27
 Péquignot, D., Baluteau, J. -P., Morisset, C., & Boisson, C., 1997, A&A, 323, 217
 Robinson, K., Bode, M. F., Skopal, A., Ivison, R. J., Meaburn, J., 1994, MNRAS, 269, 1
 Rybicki, G. B., & Lightman, A. P., 1979, Radiative Processes in Astrophysics, John Wiley & Sons, Inc., New York
 Sakurai, J. J., 1967, Advanced Quantum Mechanics, Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts

- Schild, H., & Schmid, H. M., 1996, *A&A*, 310, 211
Schmid, H. M., 1989, *A&A*, 211, L31
Schmid, H. M., 1996, *MNRAS*, 282, 511
Schmid, H. M., & Schild, H. 1994, *A&A*, 281, 145
Schmid, H. M. et al., 1999, *A&A*, 348, 950
Soker, N., 1998, *ApJ*, 496, 833
Stenflo, J. O., 1980, *A&A*, 84, 68
Van de Steene, G. C., Wood, P. R., & van Hoof, P. A.
M., 2000, in *Asymmetrical Planetary Nebulae II: From Origins to Microstructures*, ed. J. H. Kastner, N. Soker, & S. Rappaport (San Francisco: ASP)
Van Winckel, H., Duerbeck, H. W., & Schwarz, H. E., 1993, *A&AS*, 102, 401